

539.12

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ИЗОЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С БОЛЬШИМ ПОПЕРЕЧНЫМ ИМПУЛЬСОМ, СОПРОВОЖДАЕМЫХ НЕДОСТАЮЩЕЙ ЭНЕРГИЕЙ ПРИ $\sqrt{s} = 540$ ГэВ*)

Г. Арнисон и др.**)

(Коллаборация UA1, ЦЕРН, Женева, Швейцария)

Получено 23 января 1983 г.

Мы сообщаем о результатах двух исследований данных, полученных на протон-антипротонных встречных пучках ускорителя СПС ЦЕРНа. Во-первых, это поиск электронов с большой поперечной энергией E_T , во-вторых, это поиск нейтрино с большой E_T , использующий метод недостающей поперечной энергии. В результате обоих поисков найдены одни и те же события, указывающие на двухчастичный распад частицы с массой ~ 80 ГэВ/ c^2 . Как топология, так и число событий, хорошо согласуются с гипотезой, что эти события вызваны процессом $\bar{p} + p \rightarrow W^\pm + X$ и $W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu$, где W^\pm — это Промежуточный Векторный Бозон (ПВБ), постулированный единой теорией слабых и электромагнитных взаимодействий.

1. В в е д е н и е. Согласно общепринятым представлениям, β -распад, а именно процесс типа (кварк) \rightarrow (кварк) $+ e^\pm + \nu$, обусловливается одним из двух заряженных Промежуточных Векторных Бозонов (ПВБ) W^+ и W^- , обладающих очень большими массами. Если такие частицы существуют, то должно наблюдаться значительное увеличение сечения (по-

*) Arnison G. et al. (UA1 Collaboration, CERN, Geneva, Switzerland). Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV. — Phys. Lett. Ser. B, 1983, v. 122, No. 1, pp. 103—116. — Перевод А. Н. Розанова.

**) (Aachen¹ — Annecy (LAPP)² — Birmingham³ — CERN⁴ — Helsinki⁵ — Queen Mary College, London⁶ — Paris (Coll. de France)⁷ — Riverside⁸ — Roma⁹ — Rutherford Appleton Lab.¹⁰ — Saclay (CEN)¹¹ — Vienna¹² Collaboration.)

G. Arnison¹⁰, A. Astbury¹⁰, B. Aubert², C. Bacci⁹, G. Bauer^{**}, A. Bézaguet⁴, R. Böck⁴, T. J. V. Bowcock⁶, M. Calvetti⁴, T. Carroll⁴, P. Catz², P. Cennini⁴, S. Centro⁴, F. Ceradini⁴, S. Cittolin⁴, D. Cline^{**}, C. Cochet¹¹, J. Colas², M. Corden³, D. Dallman⁴, M. DeBeer¹¹, M. Della Negra², M. Demoulin⁴, D. Denegri¹¹, A. Di Ciaccio⁹, D. DiBitonto⁴, L. Dobrzynski⁷, J. D. Dowell³, M. Edwards³, K. Eggert¹, E. Eisenhandler⁶, N. Ellis⁴, P. Erhard¹, H. Faissner¹, G. Fontaine⁷, R. Frey⁸, R. Frühwirth¹², J. Garvey³, S. Geer⁷, C. Ghesquière⁷, P. Ghez², K. L. Giboni¹, W. R. Gibson⁶, Y. Giraud-Héraud⁷, A. Givernaud¹¹, A. Gonidec², G. Grayer¹⁰, P. Gutierrez⁸, T. Hansl-Kozanecka¹, W. J. Haynes¹⁰, L. O. Hertzberger^{*}, C. Hodges⁸, D. Hoffmann¹, H. Hoffmann⁴, D. J. Holthuijzen^{*}, R. J. Homer³, A. Honma⁶, W. Jank⁴, G. Jorat⁴, P. I. P. Kalmus⁶, V. Karimäki⁵, R. Keeler⁶, I. Kenyon³, A. Kernan⁸, R. Kinnunen⁵, H. Kowalski⁴, W. Kozanecki⁸, D. Kryn⁴, F. Lacava⁴, J.-P. Laugier¹¹, J.-P. Lees², H. Lehmann¹, K. Leuchs¹, A. Lévêque¹¹, D. Linglin², E. Locci¹¹, M. Loret¹¹, J.-J. Malosse¹¹, T. Markiewicz⁴, G. Maurin⁴, T. McMahon³, J.-P. Mendi-buru⁷, M.-N. Minard², M. Moricca⁹, H. Muirhead⁴, F. Muller⁴, A. K. Nandi¹⁰, L. Naumann⁴, A. Norton⁴, M. Orkin-Lecourtois⁷, L. Paoluzzi⁹, G. Petrucci⁴, G. Piano Mortari⁹, M. Pimiä⁵, A. Placci⁴, E. Radermacher¹, J. Ransdell⁸, H. Reithler¹, J.-P. Revol⁴, J. Rich¹¹, M. Rijssenbeek⁴, C. Roberts¹⁰, J. Rohlf⁴, P. Rossi⁴, C. Rubbia⁴, B. Sadoulet⁴, G. Sajot⁶, G. Salvi⁶, G. Salvini⁹, J. Sass¹¹, J. Saudraix¹¹, A. Savoy-Navarro¹¹, D. Schinzel⁴, W. Scott¹⁰, T. P. Shah¹⁰, M. Spiro¹¹, J. Strauss¹², K. Sumorok³, F. Szoncsó¹², D. Smith⁸, C. Tao⁴, G. Thompson⁶, J. Timmer⁴, E. Tscheslog¹, J. Tuominiemi⁵, S. Van der Meer⁴, J.-P. Vialle⁴, J. Vrana⁷, V. Vuillemin⁴, H. D. Wahl¹², P. Watkins³, J. Wilson³, Y. G. Xie⁴, M. Yvert², E. Zurluh⁴.

(* NIKHEF, Amsterdam, The Netherlands — ** University of Wisconsin, Madison, Wisconsin, USA.)

© North-Holland Publishing Company 1983.

© Перевод на русский язык, издательство «Наука». Главная редакция физико-математической литературы, «Успехи физических наук», 1983.

люс) в процессе (кварк) + (антикварк) $\rightarrow e^\pm + \nu$ при энергии в системе центра масс вблизи массы ПВБ. При этом становится возможным прямое экспериментальное наблюдение и изучение свойств таких частиц. Коллайдер Супер Протонного Синхротрона (СПС) ЦЕРНа, в котором протоны и антипротоны сталкиваются при энергии $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, предоставляет богатые возможности изучения кварк-антикварковых взаимодействий. Уже при проектировании коллайдера поиск ПВБ был определен как первоочередная задача¹. Свойства ПВБ-ов конкретизируются в рамках теории единого слабого и электромагнитного взаимодействия и модели Вайнберга — Салама². Масса ПВБ точно предсказывается³: $M_{W^\pm} = 82 \pm 2,4$ ГэВ/ c^2 для принятого в настоящее время⁴ экспериментального значения угла Вайнберга $\sin^2\theta_W = 0,23 \pm 0,01$. Разумная оценка величины сечения рождения⁵ дает:

$$\sigma(pp \rightarrow W^\pm \rightarrow e^\pm + \nu) \approx 0,4 \cdot 10^{-33} k \text{ см}^2,$$

где $k \sim 1,5$ — есть фактор усиления, который может быть связан со сходным широкоизвестным эффектом в рождении дрелл-яновских лептонных пар. Он возникает от дополнительных квантово-хромодинамических (КХД) реакций рождения ПВБ с испусканием глюонов. В нашем поиске значение k уменьшено, поскольку мы допускали только те события, которые не имели в детекторе ассоциированных струй.]

2. Детектор. Установка UA1 была подробно описана в специальной публикации⁶. Здесь мы сконцентрируемся на свойствах детектора, имеющих значение для настоящего исследования.

Детектор имеет поперечный дипольный магнит, создающий однородное поле 0,7 Тл в объеме $7 \times 3,5 \times 3,5$ м³. Точка взаимодействия окружена центральным детектором (ЦД) цилиндрической дрейфовой камерой длиной 5,8 м и диаметром 2,3 м. Она позволяет измерять импульс и ионизационные потери заряженных частиц, а также получать картину каждого pp -взаимодействия, которая по своему качеству сравнима с фотографией от пузырьковой камеры.

Точность определения импульсов частиц высоких энергий определяется как собственной ошибкой юстировки системы (≤ 100 мкм), так и диффузией электронов, дрейфующих в газе (пропорциональна \sqrt{l} и составляет 350 мкм при максимальном дрейфовом расстоянии $l = 22$ см). В результате, типичная относительная точность определения импульса при импульсе 40 ГэВ/с составляет $\pm 20\%$ для трека длиной 1 м, проходящего перпендикулярно направлению магнитного поля. Естественно, точность значительно улучшается для длинных треков. Ионизационные потери частиц измеряются с точностью до 10%, используя классический метод вычисления ограниченного среднего от 60% наименьших показаний. Это позволяет однозначно распознавать узкие сгустки частиц высокой энергии (e^+e^- -пары или остронаправленные струи), которые не могут быть разрешены при цифровой обработке сигналов в дрейфовой камере.

Центральная часть электромагнитного и адронного калориметров была использована в настоящей работе для идентификации электронов в интервале псевдобыстрот $|\eta| < 3$ и при полном охвате по азимутальному углу. Дополнительные калориметры, как электромагнитные, так и адронные, простираются до самых передних частей детектора, вплоть до угла $0,2^\circ$ (подробно в табл. I). Центральные электромагнитные калориметры состоят из двух различных частей:

а) 48 полугцилиндрических модуля из свинца, прослоенного скинтиллятором (гондолы), образуют две полугцилиндрические оболочки, по одной с каждой стороны от пучка. Их внутренний радиус 1,36 м. Каждый модуль

Таблица I

Калориметры

Калориметр	Угловой охват θ , град	Толщина		Размер ячейки		Толщина элементов одного модуля	Структура в глубину	Разрешение
		Число радиационных длин	Число длин поглощения	$\Delta\theta$, град	$\Delta\phi$, град			
Бочка:								
э.-м.: гондола	25—155	$\frac{26}{\sin \theta}$	$\frac{1,1}{\sin \theta}$	5	180	1,2 мм Pb, 1,5 мм сцин.	3,3/6,5/10,1 / 6,5 X_0	$\frac{0,15}{\sqrt{E}}$
адр.: с	25—155	—	$\frac{5,0}{\sin \theta}$	15	18	50 мм Fe, 10 мм сцин.	2,5/2,5 λ	$\frac{0,8}{\sqrt{E}}$
Концевые:								
э.-м.: пробки	5—25	$\frac{27}{\cos \theta}$	$\frac{1,1}{\cos \theta}$	20	11	4 мм Pb, 6 мм сцин.	4/7/9/7 X_0	$\frac{0,12}{\sqrt{E_T}}$
адр.: I	155—175	—	$\frac{7,1}{\cos \theta}$	5	10	50 мм Fe, 10 мм сцин.	3, 5/3, 5 λ	$\frac{0,8}{\sqrt{E}}$
Передние (калком):								
э.-м.:	0,7—5	30	1,2	4	45	3 мм Pb, 3 мм сцин.	4 \times 7,5 X_0	$\frac{0,15}{\sqrt{E}}$
адр.	175—179,3	—	10,2	—	—	40 мм Fe, 8 мм сцин.	6 \times 1,7 λ	$\frac{0,8}{\sqrt{E}}$
Сверхмалые углы:								
э.-м.	0,2—0,7	24,5	1,0	0,5	90	3 мм Pb, 6 мм сцин.	5,7/5,3/5,8 / 7,7 X_0	$\frac{0,15}{\sqrt{E}}$
адр.	179,3—179,8	—	5,7	0,5	90	40 мм Fe, 10 мм сцин.	5 \times 1,25 λ	$\frac{0,8}{\sqrt{E}}$

перекрывает приблизительно 180° по азимутальному углу и имеет размер 22,5 см в направлении пучка. Свет, образующийся в четырех разделенных по глубине слоях сцинтилляторов, собирается на пластинки переизлучателя с каждой из двух сторон счетчика. Они, в свою очередь, соединяются с четырьмя фотоумножителями (ФЭУ), два сверху и два снизу. Поглощение света в сцинтилляторе позволяет получить дополнительную информацию: соотношение величины сигналов сверху и снизу в каждом сегменте дает измерение азимутального угла ϕ для локализованных энерговыделений, с точностью $\Delta\phi = 0,3/\sqrt{E}$ (ГэВ) (рад). Аналогичная локализация в направлении пучка возможна благодаря использованию взаимодополняющих пар ФЭУ. При использовании всех четырех ФЭУ, энергетическое разрешение для электронов составляет $\Delta E/E = 0,15/\sqrt{E}$ (ГэВ).

б) 64 лепестка торцевых электромагнитных ливневых счетчиков (пробки) сегментированы на четыре слоя в глубину и расположены с обеих сторон от центрального детектора на расстоянии 3 м от точки пересечения пучков. Координата каждого ливня измеряется с помощью детектора, расположенного внутри калориметра на глубине в 11 радиационных длин, т. е. после двух слоев. Координатный детектор состоит из двух ортогональных пло-

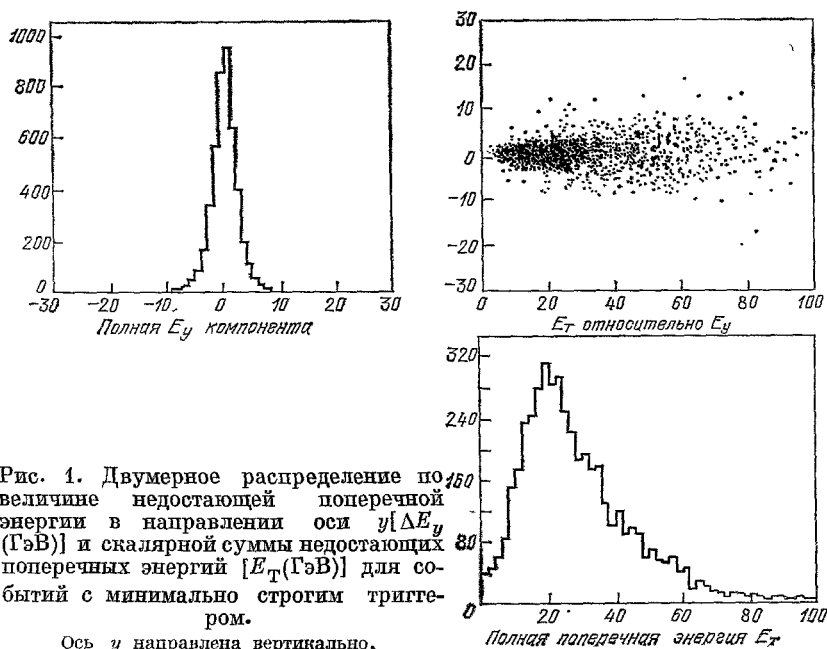
скостей пропорциональных счетчиков, каждый из которых имеет сечение 2×2 см. Он позволяет определять пространственную координату центра тяжести энергичных электромагнитных ливней с точностью ± 2 мм. Длина поглощения света в сцинтилляторах была выбрана таким образом, чтобы непосредственно измеряемый со счетчиков сигнал был пропорционален поперечной энергии $E_T = E \sin \theta$, а не полной энергии E . Последняя может быть определена позднее, используя информацию от координатных детекторов. Такая конструкция позволяет нам непосредственно измерять величину поперечной энергии в торцевых детекторах, не восстанавливая топологию события.

3. Идентификация электронов. Электромагнитные ливни идентифицируются по их характерному продольному профилю и, в частности, по отсутствию проникновения ливня в адронный калориметр. В тестовых пучках широко изучались характеристики детекторов при регистрации электронов и адронов как функция энергии, угла и координаты входа частицы. Доля адронов (пионов), выделяющих энергию E_c ниже заданного порога в адронном калориметре, быстро падает с энергией, достигая 0,3% для частиц с импульсом $p = 40$ ГэВ/с и $E_c < 200$ МэВ. При этих условиях регистрируется 98% электронов.

4. Идентификация нейтрино. Испускание одного или нескольких нейтрино может быть замечено только по дисбалансу видимой энергии в событии (недостающая энергия). Чтобы выполнить такие измерения, калориметры были сделаны совершенно герметичными вплоть до полярного угла в $0,2^\circ$ (угол отсчитывается по отношению к направлению пучков). Практически 97% массы магнита используется в калориметрах. Векторное сложение наблюдаемых энерговыделений во всем телесном угле дает вектор баланса полной энергии ΔE . Если пренебречь массами частиц, то для идеального калориметра с полным угловым захватом закон сохранения импульса требует, чтобы вектор баланса полной энергии был равен нулю $\Delta E = 0$. Мы проверили эту методику на событиях с минимально строгим отбором и событиях, обогащенных струями, где испускание нейтрино обычно не происходит. Распределения поперечных компонент ΔE_y и ΔE_z имеют небольшие разбросы и центрируются при нуле. Их среднеквадратичные отклонения хорошо описываются законом $\Delta E_{y,z} = 0,4 \sqrt{\sum_i |E_{T,i}|}$, где все величины даются в единицах ГэВ, а величина под квадратным корнем является скалярной суммой всех вкладов в поперечную энергию в событии (рис. 1). Распределения имеют гауссовскую форму и не имеют выдающихся хвостов. Величина продольной компоненты вектора баланса энергии сильно зависит от доли энергии, выходящей из детектора через вакуумную пучковую камеру при малых углах, и, следовательно, не имеет большой практической ценности. Следует заметить, что мюоны высокой энергии, как и нейтрино, легко проникают через калориметр и уносят значительную долю энергии. Для идентификации таких процессов, происходящих на уровне 1 события на нанобарн для $\Delta E_{y,z} \geq 10$ ГэВ, был использован мюонный детектор, состоящий из стопки шести плоскостей дрейфовых камер, окружающих весь детектор.

5. Набор данных и первоначальный отбор событий. Настоящая работа основана на данных, полученных за 30-дневный период в ноябре и декабре 1982 г. Суммарная светимость после поправок на мертвое время и приборные неэффективности составила 18 нбарн^{-1} , что соответствует приблизительно 10^9 столкновений протонов и антипротонов при энергии $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. В промежутках между столкно-

вениями пучков производилось считывание величины сигналов со всех ячеек калориметров и их обработка быстрым арифметическим процессором с целью поиска локального электромагнитного энерговыделения, а именно, требовалось более 10 ГэВ поперечной энергии в двух элементах гондолы, или в двух лепестках пробки. Кроме того, одновременно использовались три типа триггера: а) триггер на струи, требовавший более 15 ГэВ поперечной энергии в локализованном сгустке*) в электромагнит-



ном и адронном калориметрах; б) триггер на $E_{T\tau}$, требующий более 40 ГэВ поперечной энергии во всех калориметрах с $|\eta| < 1,4$; а также: в) мюонный триггер, требующий по крайней мере один проникающий трек с $|\eta| < 1,3$.

При пиковом значении светимости $L = 5 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ скорость счета электронного триггера составляла 0,2 события в секунду. Вклад взаимодействий с остаточным газом или со стенками вакуумной камеры был пренебрежимо мал и в условиях нормальной работы ускорителя детектор выдавал практически чистый образец пучковых взаимодействий. Всего было записано $9,75 \cdot 10^5$ событий, из которых $1,4 \cdot 10^5$ событий имели метку электронного триггера.

При дальнейшем отборе записанных событий по калориметрической информации было оставлено 28 000 событий, удовлетворяющих следующим критериям: $E_T > 15$ ГэВ в двух гондолах или $E_T > 15$ ГэВ в двух лепестках пробки, имеющих разумную информацию в координатных детекторах. Эти события были обработаны с реконструкцией треков в центральном детекторе. Среди них в 2125 событиях имелся заряженный трек хорошего качества, ассоциированный с вершиной и с поперечным импульсом $p_T > 7$ ГэВ/с. Этот образец событий будет использован для дальнейшего анализа.

*) Мы определяем сгусток так: а) группа из восьми элементов гондолы и двух элементов адронного калориметра непосредственно за ними; или б) как квадрант из 8 элементов пробки вместе с соответствующими элементами адронного калориметра.

6. Поиск кандидатов в электроны. Теперь мы наложим три последовательных условия, которые обеспечивают отбор одиночных треков и браковку оставшихся струй:

а) Быстрый трек ($p_T > 7$ ГэВ/с) из центрального детектора должен попасть в пару соседних гондол с поперечной энергией $E_T > 15$ ГэВ (1106 событий).

б) Другие заряженные треки, входящие в эту пару гондол, не должны вкладывать более 2 ГэВ/с в поперечный импульс (276 событий).

в) Азимутальный угол ϕ , полученный из деления сигналов от фотоумножителей гондолы, должен совпадать с азимутальным углом трека с точностью не хуже трех стандартных отклонений (167 событий).

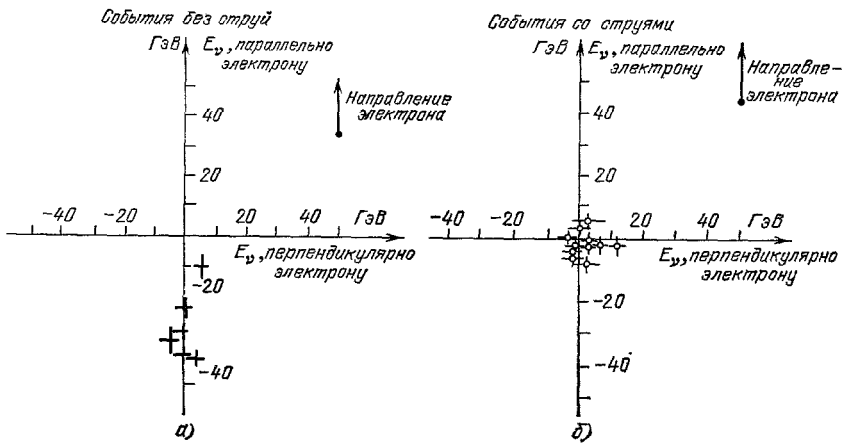


Рис. 2. Вектор недостающей поперечной энергии (E_v) построен относительно направления электрона для событий с электронным кандидатом.

а) События без струй, б) события со струями.

Далее мы вводим два простых условия для усиления отбора электронных треков:

г) Энерговыведение E_c в адронных калориметрах в месте выхода трека не должно превышать 600 МэВ (72 события).

д) Энергия, выделенная в гондole $E_{\text{гон}}$, должна соответствовать величине импульса трека $p_{\text{тт}}$, а именно $|1/p_{\text{тт}} - 1/E_{\text{гон}}| < 3\sigma$.

В этом месте осталось только 39 событий, которые были индивидуально изучены физиками с помощью специального интерактивного устройства для визуального просмотра Мегатек. Оставшиеся события чисто разделяются на три класса: 5 событий без наличия струй *), 11 событий со струей в направлении, противоположном треку, в растворе 30° угла ϕ и 23 собы-

*) Определение струи базируется на стандартном алгоритме UA1 и применяется отдельно для калориметра и для центрального детектора. Положительный результат на любом из двух приборов принимается как свидетельство наличия струи. В калориметре каждой сработавшей ячейке ставится в соответствие четырех-вектор (K_i, E_i) из вершины взаимодействия. Работая в поперечной плоскости, все векторы с $k_T > 2,5$ ГэВ упорядочиваются и рассматриваются как потенциальные инициаторы струи. Они комбинируются вместе, если их разность в фазовом пространстве удовлетворяет условию $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} < 1$ (где ϕ измеряется в радианах). Оставшиеся мягкие частицы добавляются к ближайшей по $\Delta\eta$ или $\Delta\phi$ струе, если величина относительного поперечного импульса $p_T < 1$ ГэВ и $\Delta\theta < 45^\circ$. Струя признается действительной, если $E_T^{\text{струи}} > 10$ ГэВ. Та же процедура, с соответствующим образом подобранными параметрами, применяется для треков в центральном детекторе.

тия с двумя струями (одна из которых содержит электронный кандидат) или с чистой e^+e^- -конверсионной парой. В результате аналогичного анализа событий в пробке было найдено еще одно событие без струй. Указанные классы событий сильно различаются. Мы нашли, что события со струей в основном не имеют недостающей энергии (рис. 2, б)*, в то время как события без струй имеют недостающую энергию, по величине равную поперечной энергии электрона (рис. 3, а). При этом вектор недостающего

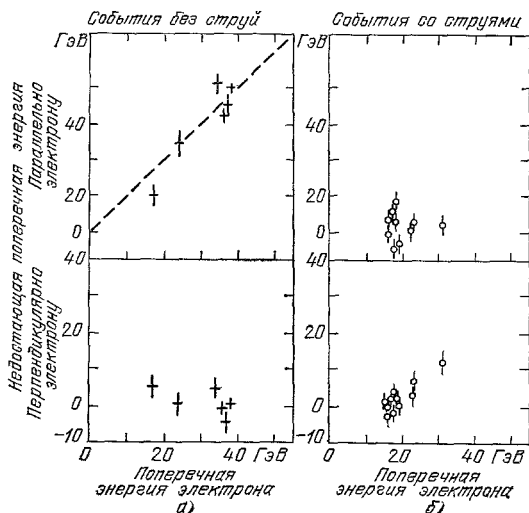


Рис. 3. Составляющие недостающей поперечной энергии параллельно и перпендикулярно электронному импульсу отложены относительно энергии электрона для событий, найденных при поиске электронов.

а) События без струй, б) события со струями.

импульса почти полностью уравнивается поперечным импульсом электрона (рис. 2, а). Для того чтобы оценить значимость эффекта, мы перейдем к другому анализу, основанному исключительно на наличии недостающей поперечной энергии.

7. Поиск событий с энергичным нейтрино. Мы снова начинаем с первоначального образца из 2125 событий с заряженным треком с $p_T > 7$ ГэВ/с. Теперь мы будем отбирать события с большой недостающей поперечной энергией и с треком-кандидатом, не входящим в струю:

а) Трек должен указывать в пару гондол с энерговыделением $E_T > 15$ ГэВ и без второго трека с $p_T > 2$ ГэВ/с в конусе раствором 20° (911 событий).

б) Недостающая поперечная энергия превышает 15 ГэВ.

Как показано на рис. 4, только 70 событий удовлетворяют этим простым критериям отбора. Ясно видны пять найденных ранее событий без струй. С этого места, как и в случае анализа электронов, мы обрабатывали события на интерактивном устройстве Мегатек:

в) Чтобы выявить только события с действительным недостатком поперечной энергии, были удалены те события, в которых струи выходили в элементы детектора с ограниченной чувствительностью, т. е. углы, места вывода световодов вверх и вниз. Кроме того, были удалены некоторые совершенно очевидные вторичные взаимодействия в пучковом вакуумопроводе. После этого у нас остается 31 событие, из которых 24 имеют $E_c > 0,01 E_{\text{гон}}$ и 10 событий, в которых $E_c < 0,01 E_{\text{гон}}$.

*) Одинадцать событий с электроном и струей показывают спектр по p_T , пропорциональный p_T^4 с наибольшим значением $p_T = 32$ ГэВ/с.

г) Требуется, чтобы трек-кандидат был хорошо изолирован, а именно, чтобы отсутствовал второй трек с $p_T > 1,5$ ГэВ/с в конусе с раствором 30° и точки $E_T < 4$ ГэВ для нейтральных частиц в соседних гондолах при близком угле ϕ . После этого остается восемнадцать событий: десять с $E_c \neq 0$ и восемь с $E_c = 0$.

И снова события естественно разделяются на два класса: 11 событий со струей, направленной по азимуту в противоположном к треку направлении, и 7 событий без обнаружимой струйной структуры. Если мы теперь проверим E_c , то увидим поразительное различие между двумя клас-

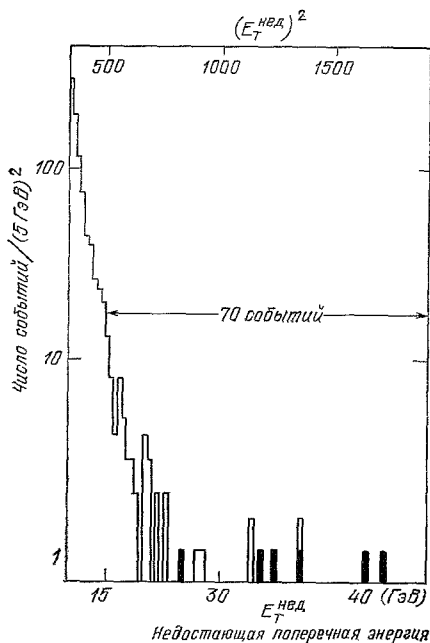


Рис. 4. Распределения по квадрату недостающей поперечной энергии после обреза, требующих связи изолированного трека в центральном детекторе со сработавшими элементами гондолы.

Оно получено при поиске событий с недостающей энергией. Отмечены пять событий без струй, найденных при поиске электронов.

сами событий. События со струями имеют большие E_c (рис. 5, б), а события без струй имеют пренебрежимо малые E_c (рис. 5, а). Мы делаем вывод, что события первого класса связаны в основном с адронами, а события второго класса — с электронами.

Теперь мы сравним эти результаты с кандидатами из предыдущего анализа, основанного на выделении сигнала электронов. Мы замечаем, что пять из семи событий составляют конечный набор предыдущего анализа (рис. 5, а). Добавлено два новых события, ранее исключенных проверкой на соответствие энергии в центральном детекторе и гондоле. Ясно, что тот же физический процесс, который снабжает нас событиями с электронами с большим p_T , поставляет нам также нейтрино высоких энергий. Избирательность нашей установки достаточна для того, чтобы выделять такой процесс как по электрону, так и по нейтрину. Если пары (ν_e, e) и (ν_τ, τ) рождаются со сравнимой вероятностью, два новых дополнительных события могут быть легко объяснены, так как недостающая энергия может быть вызвана как ν_e , так и ν_τ . Действительно, более подробное рассмотрение этих событий показывает, что они совместимы с τ гипотезой, например, $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ с лидирующим π^0 . Однако наше требование изолированности заряженного трека сильно падавляет случаи с распадом τ .

8. Подробное описание событий с электроном и нейтрино. Основные свойства конечного образца из шести событий (5 в гондоле, 1 в пробке) даны в табл. II, где они обозначены буквами от *A* до *F*. Событие *G* является τ -кандидатом. Можно заметить, что имеются электроны с разными знаками зарядов. Энерговыведения в

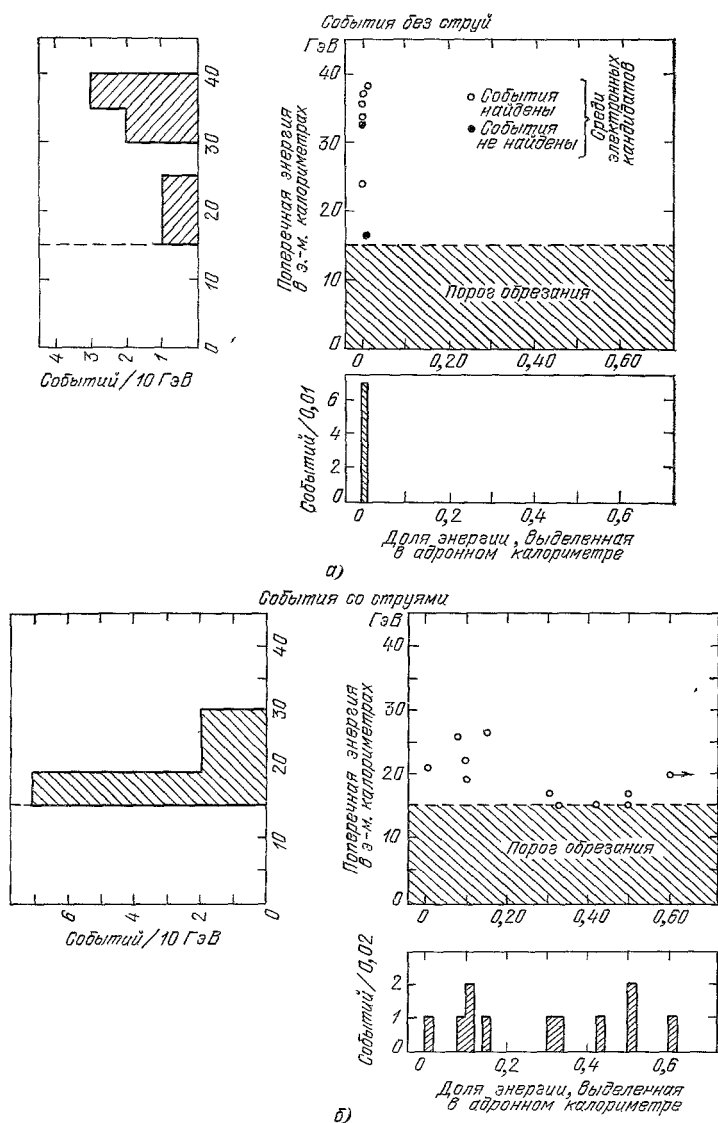


Рис. 5. Двумерное распределение по величине поперечной энергии в электромагнитных калориметрах относительно доли энергии, выделенной в адронном калориметре. Это распределение получено при поиске событий с недостающей энергией: а) события без струй, б) события со струями.

гондоле согласуются с результатами калибровок в тестовом пучке. Все события, кроме события *D*, не имеют энерговыведения в адронном калориметре; событие *D* имеет там 400 МэВ видимой энергии, т. е. утечку в 1% за 26,4 радиационной длины. Измерения в тестовом пучке показывают, что это достаточно вероятная флуктуация. Множественность событий сильно

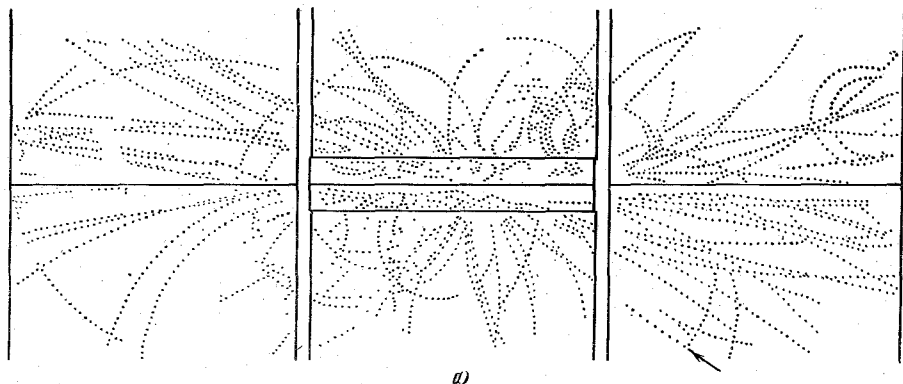
Основные параметры электронных событий с большой недостающей поперечной энергией

Сеанс, событие	Свойства трека электрона										Информация в калориметре					Топология события					
	E_T , ГэВ	E , ГэВ	p , ГэВ/c	Δp^a	Q	dE/dx , I/I_0	y^b	Номер трека	Дли- на, м	Сagit- та, мм	Электромагнитная энергия				$E_{адр}$, ГэВ	$E_{полн}$, ГэВ	Недост E_T , ГэВ	$\Delta\phi^в$, град	Число заря- жен- ных треков	$\Sigma E_T $, ГэВ	
											Слой 1, ГэВ	Слой 2, ГэВ	Слой 3, ГэВ	Слой 4, ГэВ							
A 2958	26	42	33,8	+6,3	—	1,22	+1,1	36	1,36	1,7	4	35	3	0,2	0	278	$24,4 \pm 4,6$	179	65	81	
1279				-4,6	—	$\pm 0,2$															
3522				+8,2	—	1,37															
B 214	17	46	47,5	-6,1	—	$\pm 0,16$	+1,7	18	1,64	1,5	2	32	10	0,5	0	296	$10,9 \pm 4,0$	219	49	60	
3524				+21,8	—	1,37															
C 197				-7,2	—	$\pm 0,3$															
3610	38	40	33,4	+33,0	—	1,64	+0,3	9	0,98	0,75	3	9	26	2,2	0,4	111	$40,0 \pm 2,0$	181	10	47	
760				-11,1	—	$\pm 0,34$															
3701				+121,3	—	1,54															
E 305	37	37	56,2	-22,8	+	$\pm 0,28$	-0,1	12	0,95	0,4	1	18	17	0,9	0	363	$35,5 \pm 4,3$	173	39	87	
4017				+6,6	—	1,30															
F 838				-5,3	—	$\pm 0,26$															
3262	40	40	6,7	+1,9	—	1,23	0,0	21	0,85	3,0	2	22	15	0,9	0	218	$33,4 \pm 2,9$	172	21	63	
G 1108				-1,2	—	$\pm 0,28$															

^a Включая систематическую ошибку в 200 мкм. ^b y определена положительной в направлении выходящего \bar{p} . ^в Угол между электроном и вектором недостающего импульса (нейтрино).

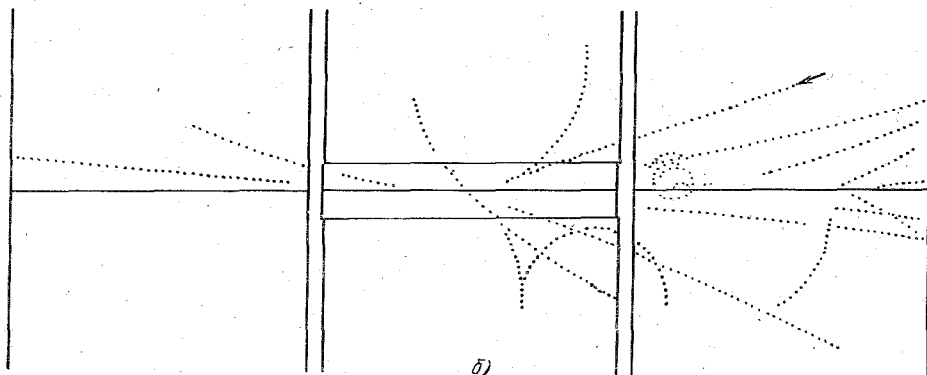
отличается: событие F (рис. 6, b и 7, b) имеет малую множественность заряженных частиц (14), тогда как событие A (рис. 6, a и 7, a) очень богато частицами (65). Событие B происходит из пробки и имеет ряд свойств, которые должны быть указаны. Рядом с точкой выхода электрона из вакуумной камеры появляется трек с импульсом 100 МэВ/с, который может образовывать вместе с кандидатом асимметричную электрон-позитронную пару.

Событие 2958. 1279.



а)

Событие 4017. 838.



б)

Рис. 6. Изображение треков в центральном детекторе для двух событий, имеющих изолированный, хорошо измеренный и идентифицированный электрон с большим p_T . а) Событие с большой множественностью, 65 треков; б) событие с малой множественностью, 14 треков.

Изначальный угол между двумя треками был 11° , что совместимо с этой гипотезой, учитывая многократное рассеяние и измерительные ошибки двух треков. Кроме того, в мюонном детекторе, расположенном напротив кандидата в электроны, имеется некоторая активность; при этом в центральном детекторе мюонный кандидат неизмерим. По этим причинам мы предпочитаем ограничить наш конечный анализ событиями в гондоле, хотя мы по-прежнему верим, что все согласуется с тем, что событие B является хорошим кандидатом.

9. Оценка фона. Сначала мы рассмотрим возможные фоны к появлению электрона в событиях без струй. Недостаточная энергия (свидетельство образования нейтрино) пока не используется. Мы рассмотрели следующие источники фона:

1) Либо заряженный пион (адрон) с большим p_T , ошибочно опознанный как электрон, либо заряженный пион (адрон) с большим p_T , наложившийся с одним или более π^0 .

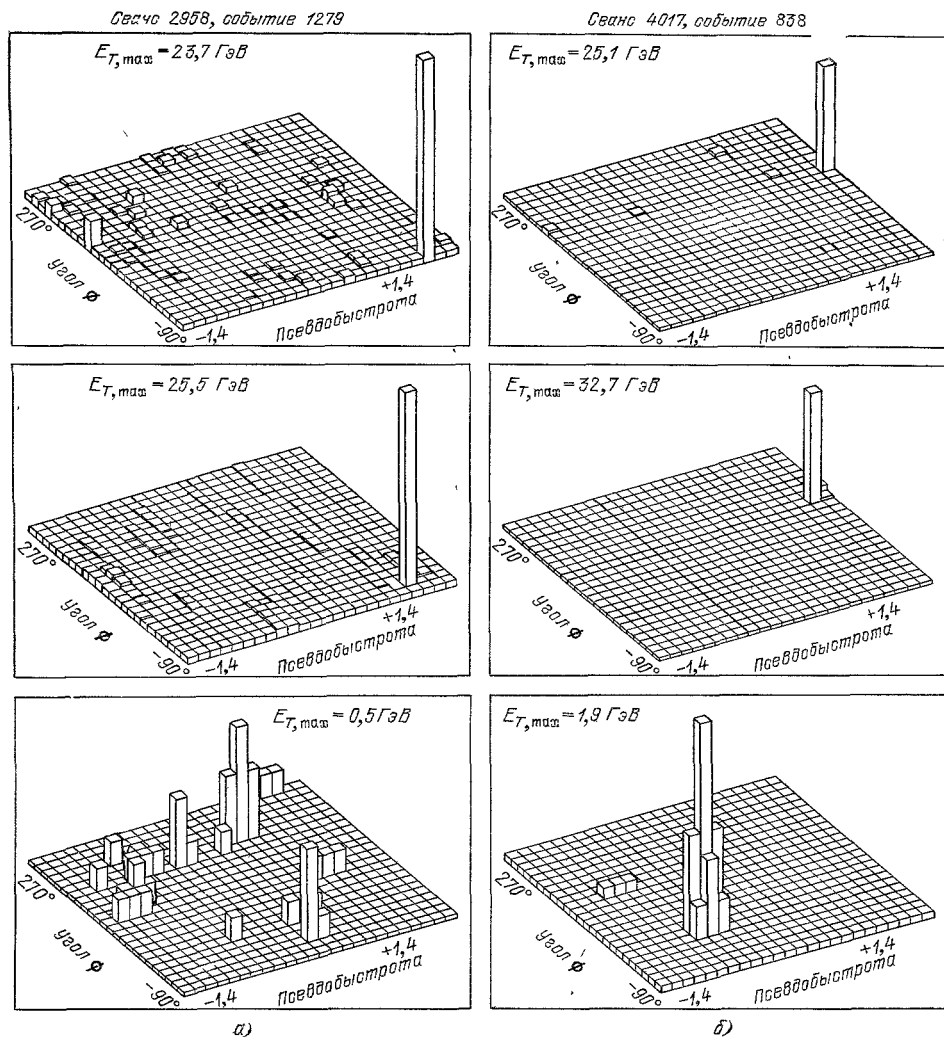


Рис. 7. Распределение энергии по ячейкам центрального калориметра и соответствующее распределение импульсов треков в центральном детекторе для двух событий, показанных на рис. 6.

Верхний рисунок показывает ячейки электромагнитного калориметра, средний — треки центрального детектора, а нижний — энергосодержание в адронном калориметре с сильно увеличенной чувствительностью. Графики указывают на отсутствие выделения адронной энергии за треком электрона и отсутствие струйной структуры в событиях. а) Событие с большой множественностью. б) событие с малой множественностью.

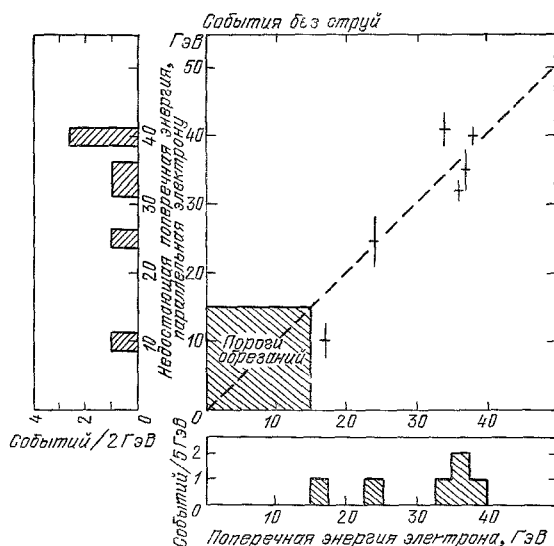
Измерения в центральном детекторе естественно дают только импульс p заряженного пиона. Электромагнитные детекторы могут зарегистрировать какое-то количество электромагнитной энергии от π^0 , симулирующего электронный ливень. Поскольку толщина гондолы достаточна для поглощения электромагнитного ливня, то энергосодержание в адронном калориметре определяется вероятностью проникновения сквозь гондолу заря-

женного пиона с импульсом p . Вероятности проникновения были затабулированы на основании результатов измерений в тестовом пучке. В образце событий, соответствующем светимости 18 нбарн^{-1} , мы искали события с треком, имеющим $p_T > 20 \text{ ГэВ/с}$, без ассоциированной струи, с обрезанием $E_c > 600 \text{ МэВ}$, обеспечивающим адронную природу трека, и разумным энергетическим балансом (не более трех стандартных отклонений) между измерением импульса заряженного трека и суммой соответствующих ему энергосвыделений в адронном и электромагнитном калориметрах. Мы не нашли ни одного такого события. После того, как учтены таблицы измерений вероятности проникновения пионов, этот тип фона становится пренебрежимо мал. Кроме того, во всех событиях заряженные треки в центральном детекторе хорошо согласуются в направлении оси x с центром тяжести энергосвыделения в гондолах. Эта проверка исключает фон от наложения трека и π^0 .

2) Другим источником фона являются π^0 , η^0 и γ -кванты с большими поперечными импульсами p_T с внутренней (Далитц) или внешней конверсией в асимметричную e^+e^- -пару. Число изолированных электромагнитных конверсий (π^0 , η^0 , γ и т. д.) на единицу быстроты было непосредственно измерено в пробках с использованием координатных детекторов как функция E_T в интервале $10\text{--}40 \text{ ГэВ}$. Используя этот спектр, формулу Бете — Гайтлера для рождения пар, и формулу Кролл — Вада для далитцевских пар ⁷, было рассчитано ожидаемое число событий с одиночным e^\pm с $p_T > 20 \text{ ГэВ/с}$, которое составило $0,2 p_0$ и оказалось в значительной степени независимым от состава электромагнитной компоненты. Параметр p_0 есть

Рис. 8. Двумерное распределение по величине компоненты недостающей поперечной энергии параллельной электрону относительно величины поперечной энергии электрона для шести конечных электронных событий без струй (5 в гондоле, 1 в пробке).

Все события в гондоле оказались далеко за порогом обрезаний, использованных при поиске



эффективный импульс (ГэВ/с), ниже которого вторая низкоэнергичная частица пары становится нерегистрируемой. Оставаясь весьма консервативными, мы можем положить $p_0 = 200 \text{ МэВ/с}$ (радиус кривизны $1,2 \text{ м}$) и сделать вывод, что этот фон пренебрежимо мал.

3) Третьим источником фона может быть рождение тяжелых кварков, за которым следуют патологическая фрагментация и конфигурация распада, такие, что $Q_1 \rightarrow e (\nu X)$ — с лидирующим электроном и $Q_2 \rightarrow \nu (lX)$ — с лидирующим нейтрино. В образце со светимостью в 4 нб^{-1} мы обнаружили

ли одно событие с мюоном и электроном в отдельных струях с $p_T^{(\mu)} = 4,4$ ГэВ/с и $p_T^{(e)} = 13,3$ ГэВ/с. Если теперь ввести: а) экстраполяцию к энергии событий кандидатов, б) функции фрагментации для лидирующего лептона, в) нерегистрируемость остальных продуктов распада, то уровень этого фона становится пренебрежимо мал.

Итак, мы не нашли фоновый процесс, который может имитировать наблюдаемые электроны высокой энергии. Мы приходим к заключению, что наблюдаемые треки с большими p_T являются электронами. Таким же образом мы искали фоновые процессы, имитирующие события с нейтрино с большими E_T . И снова ни один из рассмотренных процессов не оказался сколько-нибудь вероятным, чтобы стать значимым фоном.

10. Сравнение событий с ожиданием от W -распадов. Одновременное наличие электрона и нейтрино с приблизительно равными и направленными в противоположных направлениях поперечными импульсами (рис. 8) дает возможность предположить наличие двухчастичного распада, $W \rightarrow e + \nu_e$. Основные кинематические свойства этих событий даны в табл. III. Из распределения по поперечной массе $m_T^2 =$

Таблица III

Поперечная масса и поперечный импульс W , распадающегося в электрон и нейтрино. Сосчитано для событий из табл. II

Сеанс, событие	$p_T^{(e)}$ электрона, ГэВ/с	$p_T^{(\nu)}$ -недостающая E_T , ГэВ	Поперечная масса, ГэВ	$p_T^{(W)} = p_T^{(e)} + p_T^{(\nu)} $, ГэВ
A 2958	$24 \pm 0,6$	$24,4 \pm 4,6$	$48,4 \pm 4,6$	$0,6 \pm 4,6$
1279				
3522				
B 214	$17 \pm 0,4$	$10,9 \pm 4,0$	$26,5 \pm 4,6$	$10,8 \pm 4,0$
3524				
C 197				
3610	$34 \pm 0,8$	$41,3 \pm 3,6$	$74,8 \pm 3,4$	$8,6 \pm 3,7$
760				
3701				
E 305	$37 \pm 1,0$	$35,5 \pm 4,3$	$72,4 \pm 4,5$	$4,7 \pm 4,4$
4017				
F 838				

$= 2p_T^{(e)} p_T^{(\nu)} (1 - \cos \phi_{\nu e})$ (рис. 9) может быть получено модельно независимое ограничение снизу на массу W -бозона m_W , так как $m_W \geq m_T$. Мы делаем вывод, что:

$$m_W > 73 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (\text{на } 90\% \text{ уровне достоверности}).$$

Большая точность может быть получена из тех же данных, если предположить кинематику W -распада и стандартное $V - A$ -взаимодействие. Необходимо также учесть распределение по поперечному импульсу W при его рождении. Оно может быть получено: а) либо из самих событий (табл. III), б) либо из теоретических предсказаний⁸.

Как видно из рис. 10, оба варианта теоретической модели ⁸ с экстремальными предположениями хорошо согласуются с нашими данными. Необходимо заметить, что требование отсутствия ассоциированной струи может сместить наш набор данных к более узкой кривой первого порядка.

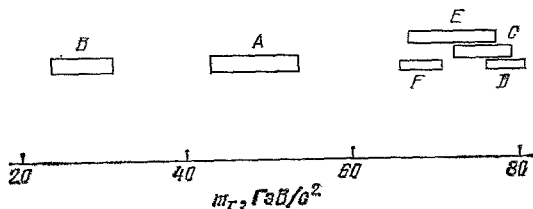


Рис. 9. Распределение по величине поперечной массы, полученное из векторов импульса электрона и нейтрино, для шести электронных событий.

Подгонка инклюзивного электронного спектра с использованием полного КХД размытия дает $m_W = 74 \pm 4 \text{ ГэВ}/c^2$. Окончательно, был применен метод с поправкой в каждом событии на поперечное движение W из дисбаланса энергии ($E_\nu - E_e$) и были использованы предсказания Дрелла — Яна без размытия. В результате подгонки к распределениям по углу и энергии электронов и поперечной энергии нейтрино, с учетом систематических ошибок, мы получаем:

$$m_W = 81 \pm 5 \text{ ГэВ}/c^2$$

в прекрасном согласии с ожиданием в модели Вайнберга — Салама ².

Мы находим, что число наблюдаемых событий, после поправки на эффективность регистрации, согласуется с оценками сечения рождения W -бозона, основанными на структурных функциях, нарушении масштабной инвариантности и параметрах Вайнберга — Салама ⁵.

Мы приносим глубокую благодарность Д. Б. Адамсу и Л. Ван-Хову, которые были Генеральными директорами ЦЕРНа во время начальной фазы проекта и без чьей поддержки и энтузиазма наша работа была бы невозможна. Успех эксперимента критически зависел от сверхчеткой работы всего ускорительного комплекса ЦЕРНа, который восхитительно управлялся его персоналом.

Мы благодарим руководство и работников ЦЕРНа, а также все участвующие Институты, которые энергично поддерживали эксперимент.

Следующие Ведомства внесли вклад в эту программу:

- Фонд поощрения научных исследований, Австрия.
- Государственный комитет по естественным наукам, Финляндия.
- Национальный институт ядерной физики и физики частиц, Институт фундаментальных исследований, Франция.
- Федеральное министерство науки и технологии, ФРГ.
- Национальный институт ядерной физики, Италия.
- Совет по научным и инженерным исследованиям, Соединенное Королевство Великобритании.
- Министерство энергетики, США.

Мы также благодарим следующих лиц, работавших вместе с коллаборацией над подготовкой и проведением описанных здесь сеансов измерения

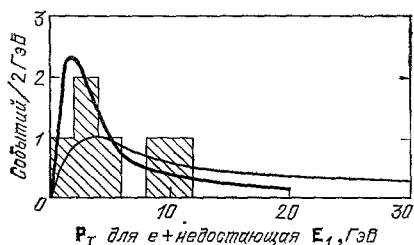


Рис. 10. Распределение по величине поперечного импульса W , полученное из векторов импульсов электронов и нейтрино.

Распределение сравнивается с теоретическими предсказаниями Хальцена и др. ⁸ для рождения W как без эффектов $[O(\alpha_s)]$, так и включая КХД-размытие. Толстая линия — $O(\alpha_s)$, тонкая — КХД-размытие.

ний: Ф. Бернасconi, Ф. Катанео, А. М. Кнопса, Л. Дампса, Ж. П. Фурнье, А. Миколонна, С. Паланка, П. Керу, П. Скимминга, Г. Стефанини, М. Стейера, Ж. К. Тевенина, Х. Бервея и Р. Вильсона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rubbia C., McIntyre P., Cline D.— In: Proc. of Intern Neutrino Conference. Aachen, 1976.— Braunschweig: Vieweg, 1977.— P. 683.
Study Group. Design Study of a Proton-antiproton Colliding Beam Facility: CERN/PS/AA 78-3.—1978; reprinted in: Proc. of Workshop on Producing High-Luminosity, High-energy Proton-antiproton Collisions; report LBL-7574.— Berkley, 1978.— P. 189.
The Staff of the CERN Proton-antiproton Project.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 107, p. 306.
2. Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1264.
Salam A.— In: Proc. of 8th Nobel Symposium. Aspenäs garden, 1968. Stockholm: Almqvist and Wiksell, 1968.— P. 367.
3. Sirlin A.— Phys. Rev. Ser. D, 1980, v. 22, p. 971.
Marciano W. J., Sirlin A.— Ibid., p. 2695.
Llewellyn Smith C. H., Wheeler J. A.— Phys. Lett. Ser. B., 1981, v. 105, p. 486.
4. См. обзор: Davier M.— In: Proc. of 21th Intern Conference on High-energy Physics. Paris, 1982.— J. de Phys., 1982, t. 43, p. 471.
5. Paige F. E.— In: Proc. of Topical Conference on the Production of New Particles at Super High-Energies. Madison: University of Wisconsin, 1979.
Okun L. B., Voloshin M. B.— Nucl. Phys. Ser. B., 1977, v. 120, p. 459.
Quigg C.— Rev. Mod. Phys., 1977, v. 94, p. 297.
Kogut J., Shigemitsu J.— Nucl. Phys. Ser. B., 1977, v. 129, p. 461.
Horgan R., Jacob M.— In: Proc. of CERN School of Physics: CERN 81-04.— Malente, FRG, 1980.— P. 65.
Peierls R. F., Trueman T., Wang L. L.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 16, p. 1397.
6. UA1 Proposal: A 4π Solid-angle Detector for the SPS Used as a Proton-antiproton Collider at a Center-of-mass Energy of 540 GeV.— CERN/SPSC 78-06, 1978.
Barranco Luque M. et al.— Nucl Instr. and Methods, 1980, v. 176, p. 175.
Calvetti M. et al.— Ibid., p. 255.
Eggert K. et. al.— Ibid., p. 217, 233.
Astbury A.— Phys. Scripta, 1981, v. 23, p. 397.
7. Kroll H. M., Wada W.— Phys. Rev., 1955, v. 98, p. 1355.
8. Halzen F., Scott D. M.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 78, p. 318.
Aurenche P., Lindfors F.— Nucl. Phys. Ser. B, 1981, v. 185, p. 301.
Halzen F. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1981, v. 106, p. 147.
Chaichian M., Hayashi M., Yamagishi K.— Phys. Rev. Ser. D, 1982, v. 25, p. 130.
Martin A.— In: Proc. of Conference on Antiproton-proton Collider Physics: AIP Proc. No. 85. Madison, 1981.— N.Y.: American Institute of Physics, 1982.— P. 216.
Halzen F., Martin A. D., Scott D. M.— Phys. Rev. Ser. D, 1982, v. 25, p. 754.
Barger V., Phillips R. J. N. University of Wisconsin preprint MAD/PH/78.— 1982.